

Н. А. ПОКЛОНСКИЙ, Н. И. ГОРБАЧУК, ВО КУАНГ НЬЯ (ВЬЕТНАМ), С. В. ШПАКОВСКИЙ,
В. А. ФИЛИПЕНЯ, В. А. СКУРАТОВ (РОССИЯ)

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА И ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРЕМНИЕВЫХ ДИОДАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА С ЭНЕРГИЕЙ 700 МэВ

Изучались кремниевые p^+-n -диоды, облученные ионами висмута с энергией 700 МэВ. Флюенс облучения – от $5 \cdot 10^7$ до 10^{10} см^{-2} . Регистрировались вольт-амперные характеристики исходных и облученных диодов и исследовались переходные процессы в диодах при их переключении с прямого смещения (прямой ток $I_f \leq 1 \text{ А}$) на обратное (напряжение $U_r = -2 \text{ В}$). Показано, что облучение ионами висмута с энергией 700 МэВ флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ достаточно для снижения времени восстановления обратного сопротивления с 30 мкс (для исходных диодов) до 0,33 мкс (для облученных). Установлено, что принципиальное изменение зависимостей дифференциальной проводимости диодов от напряжения обратного смещения наблюдается при флюенсах облучения $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$. При данных флюенсах завершается образование сплошного радиационно-нарушенного слоя, что позволяет оценочно считать 0,1–0,2 мкм^2 верхней границей площади сечения дефектной области, создаваемой при пролете одного иона. Показано, что флюенс $\Phi \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ облучения ионами висмута с энергией 700 МэВ является предпочтительным при создании быстродействующих диодов.

Ключевые слова: высокоэнергетическая ионная имплантация; кремний; диод; радиационные дефекты; время восстановления обратного сопротивления.

Silicon p^+-n -diodes irradiated with bismuth ions with energy of 700 MeV were studied. Irradiation fluence was from $5 \cdot 10^7$ to 10^{10} cm^{-2} . Current-voltage characteristics of the initial and irradiated diodes were registered and transient processes in diodes were studied when they switching from forward bias (forward current $I_f \leq 1 \text{ A}$) to reverse one (voltage $U_r = -2 \text{ V}$). It is shown that the irradiation with bismuth ions with energy of 700 MeV with fluence of $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ is sufficient to reduce the reverse recovery time from 30 μs (for the virgin diodes) to 0.33 μs (for the irradiated ones). It is established that a fundamental change in dependences of the differential conductance of the diodes with respect to the reverse bias is observed for the irradiation fluences $\Phi \geq 10^9 \text{ cm}^{-2}$. For these fluences the formation of a continuous radiation-damaged layer is complete, which allows to estimate 0.1–0.2 μm^2 as an upper limit of cross-section area of the defect created by the passage of a single ion. It is shown that the fluence $\Phi \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ of irradiation with bismuth ions with energy of 700 MeV is preferable in the design of fast diodes.

Key words: the high-energy ion implantation; silicon; diode; irradiation-induced defects; reverse recovery time.

Радиационные технологии давно и достаточно успешно используются в микроэлектронике для производства быстродействующих полупроводниковых приборов [1]. При разработке силовых быстродействующих p^+-n -диодов на кремнии, как правило, стремятся добиться минимальных значений времени восстановления обратного сопротивления t_{rr} и заряда переключения Q_{rr} , сохранив при этом достаточно малые значения обратных токов I_r и прямого падения напряжения U_f . Для уменьшения времени восстановления обратного сопротивления чаще всего используется облучение электронами (реже γ -квантами, протонами и α -частицами) [1–4]. При облучении электронами и γ -квантами радиационные дефекты создаются равномерно по всему объему базы диода [1]. Помимо увеличения обратных токов, это приводит к тому, что из-за компенсации легирующей примеси радиационными дефектами значительно увеличивается прямое падение напряжения. Соответственно после облучения диодов необходимо проводить их отжиг для достижения приемлемых значений I_r и U_f , что приводит к частичному увеличению времени жизни неравновесных носителей заряда и увеличению t_{rr} . Облучение протонами [5] либо α -частицами [6–8] позволяет формировать радиационно-нарушенные слои, толщина которых меньше толщины базы. Это дает возможность уменьшить значения U_f изготавливаемых диодов. Однако и в данном случае, как правило, проводят операцию отжига дефектов [3, 4, 6–8]. Ранее в работах [9–11] нами была показана возможность снижения времени восстановления обратного сопротивления кремниевых p^+-n -диодов при облучении высокоэнергетическими ионами золота [9], ксенона [10], криптона [11]. По сравнению с облучением легкими ионами облучение высокоэнергетическими тяжелыми ионами дает возможность увеличить локальную концентрацию создаваемых радиационных дефектов [12–14], что предполагает возможность уменьшения флюенсов облучения. В процессе торможения тяжелые высокоэнергетические ионы формируют область с повышенным содержанием радиационных дефектов [15]. Основываясь на различии электрофизических свойств исходной (неповрежденной) области кремния и дефектной области, последнюю можно условно назвать «треком» иона [13, 14]. Из-за высокой концентрации радиационных дефектов в трековых областях даже при малых (т. е. исключающих существенное перекрытие трековых областей) флюенсах облучения возможно существенное снижение времени восстановления обратного сопротивления облученных диодов. Помимо этого, вероятным является также снижение (по сравнению со случаем имплантации легких ионов) значений U_f . Это будет возможно в том случае, когда трековые области не объединены в сплошной радиационно-нарушенный слой и между ними остаются участки кремния, свободные от радиационных дефектов. При увеличении флюенса облучения происходит постепенное перекрытие и объединение «трековых» областей, что в итоге должно привести к существенному росту прямого падения напряжения.

Цель работы – исследовать влияние флюенса облучения ионами висмута с энергией 700 МэВ на перенос заряда в кремниевых диодах с p^+-n -переходом и на основании анализа вольт-амперных

характеристик определить величину флюенса облучения, достаточную для образования сплошного радиационно-нарушенного слоя.

Методика эксперимента

Диоды изготавливались на пластинах однородно легированного фосфором монокристаллического кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки. Удельное сопротивление кремния – 90 Ом·см. Концентрация фосфора – $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Толщина пластин – 460 мкм, плоскость – (111). Область p^+ -типа создавалась ионной имплантацией бора с энергией 60 кэВ и дозой 90 мкКл/см² ($5,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) на установке Везувий-3М с последующим отжигом дефектов и разгонкой примеси в окислительной атмосфере при температуре 1100 °С в течение 50 мин. Активная площадь p^+ - n -перехода – 4,41 мм². Глубина залегания p^+ - n -перехода контролировалась по результатам химического травления шарового шлифа и составляла $x_j \approx 3,5$ мкм. Оцененная из измерений вольт-фарадных характеристик толщина области пространственного заряда (ОПЗ) p^+ - n -перехода в исходных диодах при $U = 0$ составляла $\approx 4,5$ мкм. Для создания омического контакта к базе диода в непланарную сторону кремниевой пластины проводилась имплантация ионов фосфора (энергия 75 кэВ, доза 500 мкКл/см² ($3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$)). Контакты формировались напылением Al с последующим вжиганием при температуре 475 °С в атмосфере азота (толщина слоя Al на контакте к p^+ -области 1,5 мкм).

Диоды облучались ионами висмута. Энергия облучения – 700 МэВ, флюенс – от $5 \cdot 10^7$ до 10^{10} см^{-2} . Имплантация проводилась со стороны p^+ -области. Рассчитанный в программе SRIM [16] средний проективный пробег ионов висмута в двухслойной структуре Al/Si равен $R_p = 43,8 \pm 0,7$ мкм. Расстояние между металлургической границей p^+ - n -перехода и максимумом распределения первичных вакансий $\delta \approx 39$ мкм.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) регистрировались при комнатной температуре на воздухе с помощью программно-аналитического комплекса HP 4156В.

Переходные процессы в диодах исследовались при их переключении с прямого смещения (прямой ток $I_f \leq 1$ А) на обратное (напряжение $U_r = -2$ В). Использовался генератор прямоугольных импульсов напряжения, обеспечивающий крутизну фронта не хуже 2 В/нс. Цифровым осциллографом с полосой пропускания 200 МГц регистрировалось пропорциональное току через диод падение напряжения U_R на последовательно соединенном нагрузочном резисторе $R = 10$ Ом. Зависимости обратного тока через диод I_r от времени t рассчитывались на основе осциллограмм напряжения $U_R(t)$ на нагрузочном резисторе $I_r(t) = U_R(t)/R$. Время восстановления обратного сопротивления t_{rr} определялось как интервал времени, прошедший с момента времени t_0 смены полярности тока, протекающего через диод, до момента $t_{0,25}$, когда величина обратного тока через диод I_r уменьшается до значений, равных 25 % от максимального обратного тока I_{rm} при переключении диода. Заряд переключения определялся численным интегрированием зависимости $I_r(t)$ от момента t_0 до момента $t_{0,25}$. Все измерения выполнялись при комнатной температуре.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости обратного тока I_r от времени t при переключении исходных диодов (зависимость 1) и диодов, облученных ионами висмута с энергией 700 МэВ флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (зависимость 2), 10^8 см^{-2} (3) и $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (4). Видно, что уже при минимально возможном в наших экспериментах флюенсе облучения ($5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$) происходит значительное изменение зависимости $I_r(t)$: заряд переключения Q_{rr} уменьшается практически на два порядка: с 4,38 мкКл (для исходных диодов) до 0,056 мкКл (для облученных диодов), а время восстановления обратного сопротивления t_{rr} снижается соответственно с 30 мкс до 0,33 мкс. Увеличение флюенса облучения приводит к дальнейшему уменьшению заряда переключения и времени восстановления обратного сопротивления. Например, заряд переключения диодов, облученных ионами висмута флюенсом $\Phi = 10^8 \text{ см}^{-2}$, равен 0,044 мкКл, а время восстановления обратного сопротивления – 0,25 мкс. При флюенсе облучения $\Phi = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ Q_{rr} уменьшается до 0,016 мкКл, а $t_{rr} = 0,11$ мкс. Таким образом, облучение ионами висмута, так же как и облучение ионами золота с энергией $E = 350$ МэВ [11], может использоваться для уменьшения времени переключения силовых быстродействующих диодов.

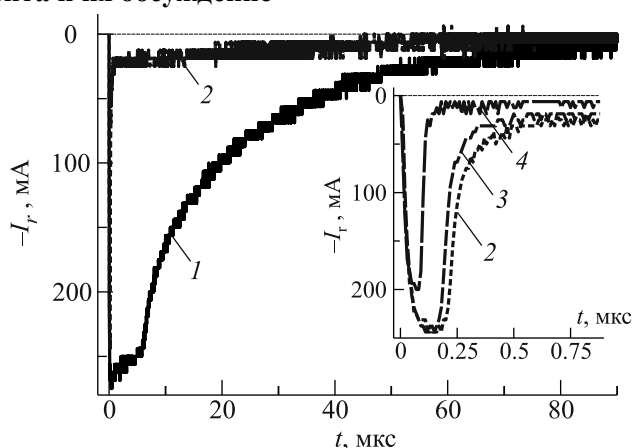


Рис. 1. Зависимости обратного тока I_r от времени t при переключении диодов:

1 – исходных и 2–4 – облученных ионами висмута флюенсами: 2 – $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, 3 – 10^8 см^{-2} , 4 – $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Измерения выполнены при плотности тока инжекции $1,4 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$

Помимо времени восстановления обратного сопротивления, другими важнейшими параметрами, определяющими эксплуатационные свойства силовых быстродействующих диодов, являются прямое падение напряжения и обратные токи. На вставке рис. 2 показаны зависимости прямого тока I_f от напряжения смещения U_f . Зависимость I построена по результатам измерения исходных диодов, зависимости 2–6 – диодов, облученных ионами висмута с энергией 700 МэВ флюенсами от $5 \cdot 10^7$ до 10^{10} см^{-2} . Видно, что облучение ионами висмута привело к увеличению рекомбинационных токов (при $U_f < 0,6 \text{ В}$) и росту прямого падения напряжения. При этом значительное увеличение рекомбинационных токов наблюдается в интервале флюенсов от 10^8 до 10^9 см^{-2} . Прямое падение напряжения начинает резко возрастать при флюенсе облучения $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$. Основными радиационными дефектами в облученном кремнии являются дивакансии, комплексы вакансия–кислород, вакансия–фосфор. Дивакансия в дву- и однократно ионизованном состоянии, а также комплексы вакансия–кислород, вакансия–фосфор вносят акцепторные уровни в запрещенную зону [17]. Соответственно вдоль траектории высокоэнергетического тяжелого иона образуется область с высокой концентрацией радиационных дефектов, в которой основная легирующая примесь компенсирована. При увеличении флюенса облучения происходит объединение и частичное перекрытие «трековых областей», что приводит к появлению слоя, в котором легирующая примесь компенсирована радиационными дефектами. Таким образом, наблюдаемое на вставке рис. 2 значительное увеличение прямого падения напряжения при $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$ может быть связано с формированием сплошного радиационно-нарушенного слоя.

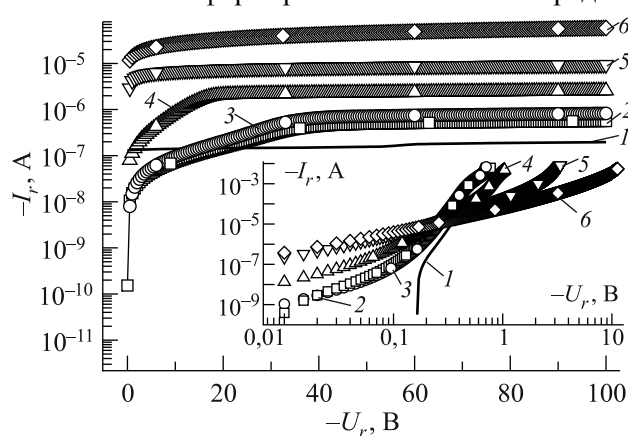


Рис. 2. Зависимости обратного тока I_r от напряжения обратного смещения U_r при измерении диодов:

1 – исходных и 2–6 – облученных ионами висмута флюенсами: 2 – $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, 3 – 10^8 см^{-2} , 4 – $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 5 – 10^9 см^{-2} , 6 – 10^{10} см^{-2} .

На вставке – зависимости прямого тока I_f от напряжения смещения U_f . Обозначения зависимостей соответствуют обозначениям на основном рисунке

обратного тока по мере роста обратного напряжения. Так как расстояние между металлургической границей p^+n -перехода и максимумом распределения первичных вакансий составляет порядка 39 мкм, то есть основания предполагать, что это связано с распространением ОПЗ на радиационно-нарушенный слой. Для уточнения данного предположения нами были построены зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения.

На рис. 3 показаны полученные дифференцированием вольт-амперных характеристик зависимости дифференциальной проводимости диодов $G = -dI_r/dU_r$ от напряжения обратного смещения U_r . Видно, что рост флюенса облучения приводит к увеличению G (для всех значений U_r), что связано с возрастанием концентрации радиационных дефектов [18]. Характерной особенностью зависимостей $G(U_r)$ исходных диодов и диодов, облученных ионами висмута флюенсами от $5 \cdot 10^7$ до $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, является наличие «локальных» максимумов. На зависимостях $G(U_r)$ исходных диодов наблюдается один максимум; диодов, облученных ионами висмута флюенсами $5 \cdot 10^7$, 10^8 см^{-2} , – два. При флюенсе облучения $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ – один. Для диодов, флюенс облучения которых $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$, максимумы на зависимости $G(U_r)$ отчетливо не прослеживаются. Присутствует лишь перегиб $G(U_r)$ при напряжениях $|U_r| < 2 \text{ В}$ (см. вставку на рис. 3).

Конструкция исследованных диодов включает ограничительные кольца. Поэтому можно предположить, что максимумы в интервале напряжений U_r от –45 до –60 В (на рис. 3 очерчены овалом), наблюдающиеся на зависимостях $G(U_r)$ как исходных, так и облученных диодов, вызваны ограничительными кольцами. Максимумы в интервале напряжений U_r от –5 до –45 В, наблюдающиеся на зависимостях $G(U_r)$ только облученных диодов, обусловлены распространением области пространствен-

На рис. 2 представлены зависимости обратного тока I_r диодов от напряжения смещения U_r . Зависимость I построена по результатам измерения исходных диодов, зависимости 2–6 – диодов, облученных ионами висмута с энергией 700 МэВ флюенсами от $5 \cdot 10^7$ до 10^{10} см^{-2} . Облучение диодов ионами висмута приводит к ожидаемому росту I_r . Однако при флюенсах облучения $\Phi \leq 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ увеличение обратных токов происходит не более чем на порядок, и, вплоть до напряжений $U_r = 100 \text{ В}$, величина I_r не превышает единиц мкА. Для диодов, облученных ионами висмута флюенсами $\Phi > 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, характерны существенно большие значения обратных токов. В частности, при флюенсе облучения $\Phi = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и напряжении обратного смещения $U_r = 100 \text{ В}$ величина обратных токов достигает 59–60 мкА. Кроме того, обращает на себя внимание форма зависимости $I_r(U_r)$ для облученных диодов. Видно, что в интервале 0–40 В наблюдается изменение «скорости» увеличения

ного заряда анода на радиационно-нарушенный слой. Ограничительные кольца используются для снижения обратных токов, увеличения напряжения пробоя и представляют собой кольцевую область p^+-Si , охватывающую анод и находящуюся под плавающим потенциалом. При увеличении обратного напряжения смещения области пространственного заряда анода и ограничительных колец смыкаются [19], что приводит к увеличению объема ОПЗ, росту величины генерационных токов и появлению на ВАХ перегиба, а на зависимости $G(U_r)$ – максимума. Для диодов, облученных ионами висмута флюенсами $\Phi \geq 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, увеличение проводимости за счет смыкания ОПЗ анода и ограничительных колец сопоставимо по величине (см. рис. 3, зависимости 4) или мало (зависимости 5, 6) по сравнению со значениями G , обусловленными возросшей при увеличении Φ концентрацией радиационных дефектов.

Отметим, что положение максимумов (в интервале напряжений U_r от -5 до -45 В) на кривых 2, 3 и 4 зависит от флюенса облучения: чем меньше флюенс облучения, тем при больших значениях $|U_r|$ наблюдается максимум. Известно [19], что обратные токи кремниевых диодов при комнатной температуре в основном определяются процессами генерации носителей заряда в ОПЗ p^+-n -перехода, а присутствие в области пространственного заряда радиационных дефектов с глубокими уровнями ведет к увеличению обратного тока (см. рис. 2). При увеличении отрицательного напряжения смещения ОПЗ расширяется [6], что ведет к включению в нее все большего количества радиационных дефектов и более «интенсивному» росту обратных токов. Процесс продолжается до тех пор, пока область пространственного заряда не будет захвачен весь радиационно-нарушенный слой. Дальнейшее расширение ОПЗ происходит за счет неповрежденной части n -Si базы диода. Таким образом, на вольт-амперных характеристиках наблюдается перегиб, а на зависимости дифференциальной проводимости $G = -dI_r/dU_r$ диодов от напряжения обратного смещения U_r – участок роста G и «локальный» максимум. Чем больше концентрация радиационных дефектов, тем большей будет степень компенсации легирующей примеси [18]. Соответственно интервал напряжений обратного смещения, при котором ОПЗ захватывает нарушенный слой, будет уменьшаться при росте флюенса облучения. Именно это и отображено на рис. 3. Из сказанного следует также то, что отсутствие четко выраженных максимумов на зависимости $G(U_r)$ для диодов, облученных флюенсами $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$, связано с тем, что при $U_r = 0 \text{ В}$ большая часть радиационно-нарушенного слоя уже включена в область пространственного заряда.

На основании вольт-амперных характеристик, зависимостей $G(U_r)$ и $I_r(t)$ можно утверждать, что при флюенсах облучения $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$ происходят существенные изменения в структуре нарушенного слоя, проявляющиеся в увеличении доли объема, занятого трековыми областями, в которых легирующая примесь компенсирована радиационными дефектами. Это приводит к объединению индивидуальных треков в сплошную дефектную область и формированию сплошного радиационно-нарушенного слоя. Рассматривая в качестве простейшей модели трека иона область цилиндрической формы с высоким содержанием радиационных дефектов, предполагая равномерное распределение треков ионов по плоскости p^+-n -перехода и считая, что при $\Phi \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ сформировался сплошной радиационно-нарушенный слой, можно оценить верхнюю границу площади сечения трека $\sim 0,1 \text{ мкм}^2$.

Сравнение данных, представленных на рис. 1–3, позволяет также предположить, что при облучении ионами висмута с энергией 700 МэВ кремниевых диодов для повышения их быстродействия предпочтительными являются флюенсы $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. С одной стороны, такие значения флюенсов позволяют значительно (до 0,11 мкс) снизить время восстановления обратного сопротивления и заряд переключения (до 0,016 мкКл). С другой стороны, благодаря тому, что при данных флюенсах сплошной радиационно-нарушенный слой сформировался не полностью, прямое падение напряжения и обратные токи возрастают в меньшей степени.

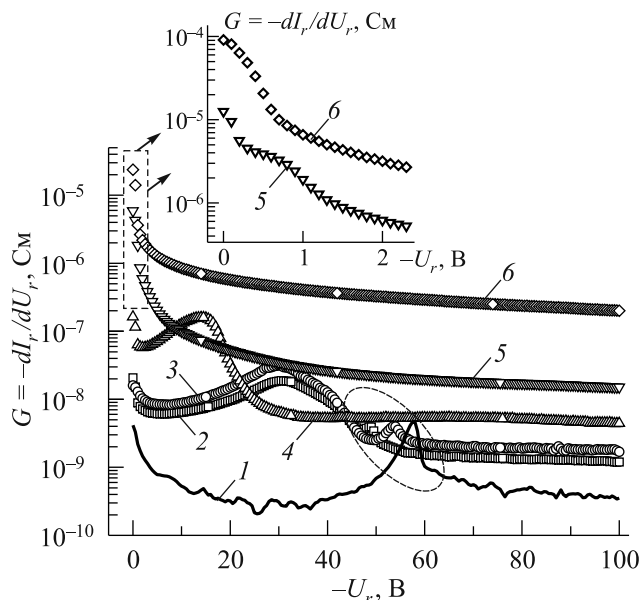


Рис. 3. Зависимости дифференциальной проводимости $G = -dI_r/dU_r$ от напряжения обратного смещения U_r диодов: 1 – исходных и 2–6 – облученных флюенсами: 2 – $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, 3 – 10^8 см^{-2} , 4 – $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 5 – 10^9 см^{-2} , 6 – 10^{10} см^{-2} . На вставке – в увеличенном масштабе фрагмент зависимости $G(U_r)$ для диодов, облученных ионами висмута флюенсами 10^9 см^{-2} (зависимость 5) и 10^{10} см^{-2} (6)

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что облучение ионами висмута с энергией 700 МэВ флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ достаточно для снижения времени восстановления обратного сопротивления с 30 мкс (для исходных диодов) до 0,33 мкс (для облученных). Увеличение флюенса облучения до $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ приводит к снижению времени восстановления обратного сопротивления до 0,11 мкс. Установлено, что принципиальное изменение зависимостей дифференциальной проводимости диодов от напряжения обратного смещения наблюдается при флюенсах облучения $\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$. При данных флюенсах завершается образование сплошного радиационно-нарушенного слоя, что позволяет оценочно считать 0,1 мкм² верхней границей площади сечения дефектной области, создаваемой при пролете одного иона. Показано, что при создании быстродействующих диодов предпочтительными являются флюенсы облучения $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вавилов В. С., Горин Б. М., Данилин Н. С., Кив А. Е., Нуров Ю. Л., Шаховцов В. И. Радиационные методы в твердотельной электронике. М., 1990.
2. Козлов В. А., Козловский В. В. Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и α -частицами // ФТП. 2001. Т. 35, № 7. С. 769–795.
3. Hazdra P., Vobecky J., Dorschner H., Brand K. Axial lifetime control in silicon power diodes by irradiation with protons, alphas, low- and high-energy electrons // Microelectron. J. 2004. Vol. 35, № 3. P. 249–257.
4. Vobecky J., Hazdra P., Zahlava V. Impact of the electron, proton and helium irradiation on the forward I-V characteristics of high-power P-i-N diode // Microelectron. Reliab. 2003. Vol. 43, № 4. P. 537–544.
5. Kim J. H., Lee D. U., Kim E. K., Bae Y. H. Electrical characterization of proton irradiated p^+-n-p^+ Si diode // Physica B. 2006. Vol. 376–377. P. 181–184.
6. Иванов А. М., Строкан Н. Б., Шуман В. Б. Свойства p^+ -структур с заглубленным слоем радиационных дефектов // ФТП. 1998. Т. 32, № 3. С. 359–365.
7. Иванов А. М., Строкан Н. Б., Шуман В. Б. Перенос носителей заряда в базе диода с локальной неоднородностью рекомбинационных свойств // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 9. С. 79–86.
8. Fizzoti F., Colombo E., Giudice A. Lo, Manfredotti C., Medunic Z., Jaksic M., Vittone E. Measurement of charge collection profiles in irradiated silicon diodes by lateral IBIC technique // Nucl. Instr. and Meth. B. 2007. Vol. 260, № 1. С. 259–263.
9. Poklonski N. A., Gorbachuk N. I., Shpakovski S. V., Petrov A. V., Lastovskii S. B., Fink D., Wieck A. Electrical properties of silicon diodes with p^+ -n junctions irradiated with $^{197}\text{Au}^{+26}$ swift heavy ions // Nucl. Instr. and Meth. B. 2008. Vol. 266, № 23. P. 5007–5012.
10. Poklonski N. A., Gorbachuk N. I., Shpakovski S. V., Filipenia V. A., Lastovskii S. B., Skuratov V. A., Wieck A., Markevich V. P. Impedance and barrier capacitance of silicon diodes implanted with high-energy Xe ions // Microelectronics Reliability. 2010. Vol. 50, № 6. P. 813–820.
11. Poklonski N. A., Gorbachuk N. I., Tarasik M. I., Shpakovski S. V., Filipenia V. A., Skuratov V. A., Wieck A., Kołtunowicz T. N. Effects of fluences of irradiation with 107 MeV krypton ions on the recovery charge of silicon p^+ -n-diodes // Acta Physica Polonica A. 2011. Vol. 120, № 1. P. 111–114.
12. Nastasi M., Mayer J. W. Ion implantation and synthesis of materials. Berlin, 2006.
13. Челябинский А. Р., Комаров Ф. Ф. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 8. С. 813–846.
14. Комаров Ф. Ф. Дефектообразование и трекообразование в твердых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 12. С. 1287–1318.
15. Srour J. R., Marshall C. J., Marshall P. W. Review of displacement damage effects in silicon devices // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50, № 3. P. 653–670.
16. Ziegler J. F. SRIM-2003 // Nucl. Instr. and Meth. B. 2004. Vol. 219–220. P. 1027–1036.
17. Eremin V., Verbitskaya E., Li Z. Effect of radiation induced deep level traps on Si detector performance // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2002. Vol. 476, № 3. P. 537–549.
18. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977.
19. Sze S. M., Ng K. K. Physics of semiconductor devices. New York, 2007.

Поступила в редакцию 12.12.13.

Николай Александрович Поклонский – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

Николай Иванович Горбачук – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

Во Куанг Нья – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники. Научный руководитель – Н. И. Горбачук.

Сергей Васильевич Шпаковский – кандидат физико-математических наук, ведущий инженер-конструктор филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл».

Виктор Анатольевич Филипеня – ведущий инженер филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл».

Владимир Алексеевич Скуратов – доктор физико-математических наук, профессор, начальник сектора лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия).